This is a digital copy of a book that was preserved for generations on library shelves before it was carefully scanned by Google as part of a project to make the world's books discoverable online.

It has survived long enough for the copyright to expire and the book to enter the public domain. A public domain book is one that was never subject to copyright or whose legal copyright term has expired. Whether a book is in the public domain may vary country to country. Public domain books are our gateways to the past, representing a wealth of history, culture and knowledge that's often difficult to discover.

Marks, notations and other marginalia present in the original volume will appear in this file - a reminder of this book's long journey from the publisher to a library and finally to you.

Usage guidelines

Google is proud to partner with libraries to digitize public domain materials and make them widely accessible. Public domain books belong to the public and we are merely their custodians. Nevertheless, this work is expensive, so in order to keep providing this resource, we have taken steps to prevent abuse by commercial parties, including placing technical restrictions on automated querying.

We also ask that you:

+ *Make non-commercial use of the files* We designed Google Book Search for use by individuals, and we request that you use these files for personal, non-commercial purposes.

+ *Refrain from automated querying* Do not send automated queries of any sort to Google's system: If you are conducting research on machine translation, optical character recognition or other areas where access to a large amount of text is helpful, please contact us. We encourage the use of public domain materials for these purposes and may be able to help.

+ *Maintain attribution* The Google "watermark" you see on each file is essential for informing people about this project and helping them find additional materials through Google Book Search. Please do not remove it.

+ *Keep it legal* Whatever your use, remember that you are responsible for ensuring that what you are doing is legal. Do not assume that just because we believe a book is in the public domain for users in the United States, that the work is also in the public domain for users in other countries. Whether a book is still in copyright varies from country to country, and we can't offer guidance on whether any specific use of any specific book is allowed. Please do not assume that a book's appearance in Google Book Search means it can be used in any manner anywhere in the world. Copyright infringement liability can be quite severe.

About Google Book Search

Google's mission is to organize the world's information and to make it universally accessible and useful. Google Book Search helps readers discover the world's books while helping authors and publishers reach new audiences. You can search through the full text of this book on the web at `http://books.google.com/`

Über dieses Buch

Dies ist ein digitales Exemplar eines Buches, das seit Generationen in den Regalen der Bibliotheken aufbewahrt wurde, bevor es von Google im Rahmen eines Projekts, mit dem die Bücher dieser Welt online verfügbar gemacht werden sollen, sorgfältig gescannt wurde.

Das Buch hat das Urheberrecht überdauert und kann nun öffentlich zugänglich gemacht werden. Ein öffentlich zugängliches Buch ist ein Buch, das niemals Urheberrechten unterlag oder bei dem die Schutzfrist des Urheberrechts abgelaufen ist. Ob ein Buch öffentlich zugänglich ist, kann von Land zu Land unterschiedlich sein. Öffentlich zugängliche Bücher sind unser Tor zur Vergangenheit und stellen ein geschichtliches, kulturelles und wissenschaftliches Vermögen dar, das häufig nur schwierig zu entdecken ist.

Gebrauchsspuren, Anmerkungen und andere Randbemerkungen, die im Originalband enthalten sind, finden sich auch in dieser Datei – eine Erinnerung an die lange Reise, die das Buch vom Verleger zu einer Bibliothek und weiter zu Ihnen hinter sich gebracht hat.

Nutzungsrichtlinien

Google ist stolz, mit Bibliotheken in partnerschaftlicher Zusammenarbeit öffentlich zugängliches Material zu digitalisieren und einer breiten Masse zugänglich zu machen. Öffentlich zugängliche Bücher gehören der Öffentlichkeit, und wir sind nur ihre Hüter. Nichtsdestotrotz ist diese Arbeit kostspielig. Um diese Ressource weiterhin zur Verfügung stellen zu können, haben wir Schritte unternommen, um den Missbrauch durch kommerzielle Parteien zu verhindern. Dazu gehören technische Einschränkungen für automatisierte Abfragen.

Wir bitten Sie um Einhaltung folgender Richtlinien:

+ *Nutzung der Dateien zu nichtkommerziellen Zwecken* Wir haben Google Buchsuche für Endanwender konzipiert und möchten, dass Sie diese Dateien nur für persönliche, nichtkommerzielle Zwecke verwenden.

+ *Keine automatisierten Abfragen* Senden Sie keine automatisierten Abfragen irgendwelcher Art an das Google-System. Wenn Sie Recherchen über maschinelle Übersetzung, optische Zeichenerkennung oder andere Bereiche durchführen, in denen der Zugang zu Text in großen Mengen nützlich ist, wenden Sie sich bitte an uns. Wir fördern die Nutzung des öffentlich zugänglichen Materials für diese Zwecke und können Ihnen unter Umständen helfen.

+ *Beibehaltung von Google-Markenelementen* Das "Wasserzeichen" von Google, das Sie in jeder Datei finden, ist wichtig zur Information über dieses Projekt und hilft den Anwendern weiteres Material über Google Buchsuche zu finden. Bitte entfernen Sie das Wasserzeichen nicht.

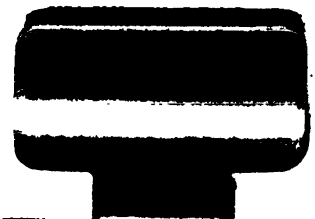
+ *Bewegen Sie sich innerhalb der Legalität* Unabhängig von Ihrem Verwendungszweck müssen Sie sich Ihrer Verantwortung bewusst sein, sicherzustellen, dass Ihre Nutzung legal ist. Gehen Sie nicht davon aus, dass ein Buch, das nach unserem Dafürhalten für Nutzer in den USA öffentlich zugänglich ist, auch für Nutzer in anderen Ländern öffentlich zugänglich ist. Ob ein Buch noch dem Urheberrecht unterliegt, ist von Land zu Land verschieden. Wir können keine Beratung leisten, ob eine bestimmte Nutzung eines bestimmten Buches gesetzlich zulässig ist. Gehen Sie nicht davon aus, dass das Erscheinen eines Buchs in Google Buchsuche bedeutet, dass es in jeder Form und überall auf der Welt verwendet werden kann. Eine Urheberrechtsverletzung kann schwerwiegende Folgen haben.

Über Google Buchsuche

Das Ziel von Google besteht darin, die weltweiten Informationen zu organisieren und allgemein nutzbar und zugänglich zu machen. Google Buchsuche hilft Lesern dabei, die Bücher dieser Welt zu entdecken, und unterstützt Autoren und Verleger dabei, neue Zielgruppen zu erreichen. Den gesamten Buchtext können Sie im Internet unter `http://books.google.com` durchsuchen.

VARLE
QC
761
V3
UC-NRLF
$B 24 091
YC 10785
303 V 31

LIBRARY
OF THE
UNIVERSITY OF CALIFORNIA.
GIFT OF
Strassburg Univ.
Class



JUN 5 1903

Ueber den
im Eisen durch schnell oscillierende Stromfelder inducierten Magnetismus.

Inaugural-Dissertation

der

Mathematischen und Naturwissenschaftlichen Facultät

der

KAISER-WILHELMS-UNIVERSITÄT STRASSBURG

zur

Erlangung der Doctorwürde

vorgelegt von

William Mansergh Varley

aus Slaithwaite bei Huddersfield, England.

STRASSBURG.
Buchdruckerei C. & J. Goller, Magdalenengasse 16
1901

LIBRARY
UNIVERSITY
OF
CALIFORNIA

Ueber den im Eisen durch schnell oscillierende Stromfelder inducierten Magnetismus.

§ 1. Historische Einleitung.
§ 2. Gegenstand der Untersuchung.
§ 3. Zur Theorie der Methode der Untersuchung.
§ 4. Beschreibung und Anordnung der Apparate.
§ 5. Die untersuchten Eisendrähte.
§ 6. Methode des Versuches.
§ 7. Bestimmung der Capacitäten und Selbstinduktionen.
§ 8. Versuche zur Controlle der Untersuchungsmethode.
§. 9. Beobachtungen der inducierten Magnetismen.
§ 10. Resultate.

2c761
v3

LIBRARY OF THE UNIVERSITY OF CALIFORNIA

§ 1. Historische Einleitung.

1. Ueber den im Eisen durch schnell oscillierende elektrische Ströme hervorgerufenen Magnetismus ist verhältnismässig wenig gearbeitet worden. Savary [1]), im Jahre 1827, und Henry [2]), 17 Jahre später, haben gezeigt, dass eine Stahlnadel magnetisiert wird, wenn wir sie in die Nachbarschaft eines Drahtes bringen, durch welchen ein Condensator entladen wird, und sie wurden durch ihre Versuche dahin geführt, die oscillatorische Natur der Entladung einer Leydner Flasche zu vermuten.

2. Wir finden dann nichts mehr über diesen Gegenstand, bis im Jahre 1859 Feddersen [3]) bemerkte, dass es denkbar sei, dass elektrische Schwingungen geringe Verminderungen in Eisendrähten erlitten; aber er glaubt, seine Versuche zeigten, dass die beobachteten Verminderungen eher dem vergrösserten Widerstand als dem inducierten Magnetismus zuzuschreiben seien. Im Jahre 1888 bemerkte Hertz [4]) in einem Artikel „Ueber die Ausbreitungsgeschwindigkeit elektrodynamischer Wirkungen", dass die magnetischen Eigenschaften des Eisens nicht in Betracht kommen, wenn wir mit sehr schnellen Schwingungen arbeiten, eine

[1]) F. Savary. Pogg. Ann. 10, 73, 1827, auch Ann. de chem. et de phys., 34, 5. 1827.

[2]) Jos. Henry. Lodge's Modern Views of Electricity, p. 370, 1899, oder Fleming's Alternating Current Transformer, Bd. I, 223.

[3]) W. Feddersen. Pogg. Ann. 108, 497, 1859.

[4]) H. Hertz. Wied. Ann., 34, 558, 1888.

Ansicht, welche O. J. Lodge [1]) ebenfalls teilt in seinem Aufsatz „Modern Views of Electricity“ 1889, in welchem er die Versuche mitteilt, auf die sich seine Ansicht stützt.

3. Drei Jahre später haben Prof. J. J. Thomson und Prof. Trowbridge Versuche gemacht, welche die obige Ansicht widerlegten. Prof. Thomson [2]) zeigte mittels empfindlicher Entladungen in evacuierten Glasröhren, dass Eisen durch diese schnell oscillierenden Felder magnetisiert wird oder vielmehr, dass wenn Eisen in ein Solenoid eingeführt wird, welches durch schnell schwingende Ströme durchflossen wird, dort eine solche Absorption von Energie stattfindet, dass dieselbe nur auf Rechnung der Magnetisierung des Eisens gesetzt werden kann.

Prof. Trowbridge [3]) zeigte, durch Anwendung von Funkenphotographie, dass elektrische Schwingungen schneller abdämpfen auf Eisendrähten als auf sonst gleichen Kupferdrähten, was wieder der Magnetisierung des Eisens zugeschrieben werden muss, und v. Bjerknes [4]) erhielt ähnliche Resultate mit einer ähnlichen Methode.

Prof. Trowbridge's Versuche wurden bestätigt und ihr Bereich erweitert durch C. E. St. John [5]). Er zeigte, dass die Selbstinduktion eines Eisenkreises grösser ist als die eines sonst gleichen Kupferdrahtkreises, und berechnete, dass für Schwingungen von 57 Millionen pro Sec. die Permeabilität von geglühtem Eisendraht ungefähr 385 ist. Durch Vergleichung der in ähnlichen Messing- u. Eisendrähten entwickelten Wärme

[1]) O. J. Lodge. Modern Views of Electricity p. 365, 1889.
[2]) J. J. Thomson. Phil. Mag. 32, 445, 1891.
[3]) J. Trowbridge. Phil. Mag. 32, 504, 1891.
[4]) v. Bjerknes. Wied. Ann. 44, 74, 1891.
[5]) C. E. St. John. Phil. Mag. 38, 425 1894.

hat Klemencic [1]) die Permeabilität des weichen Eisens zu 118 gefunden bei Oscillationen von 90 Millionen pro Sec. Er hat auch [2]) durch genaue Messungen der Zunahme der Dämpfung einer Entladung durch Einführung von Eisen in den Kern eines Solenoides, durch welches die oscillatorische Entladung geleitet wird, den Hysteresisverlust des Eisens für eine Schwingungszahl von 2000 pro Secunde bestimmt und findet ungefähr denselben Verlust pro Kubikcentimeter und pro Umdrehung, als wenn gewöhnliche Wechselströme gebraucht werden.

4. Dr. E. W. Marchand [3]) hat zahlreiche Photographieen aufgenommen von Funken, die durch die Entladung eines Condensators durch ein Solenoid mit und ohne Eisenkern hervorgerufen wurden, und die in der „Nature" abgedruckten Beispiele zeigen klar, dass die Selbstinduktion vergrössert wird durch die Einführung von Eisen in den Kern, und auch dass die Dämpfung sich vergrössert. Weiterhin zeigen die Photographieen, dass die Zeit zwischen den Funken sich vergrössert mit der abnehmenden Amplitude des Stromes, wahrscheinlich infolge der Zunahme der Permeabilität des Eisens und der folgenden Zunahme der Selbstinduktion der Spule in dem allmählich abnehmenden Feld. Erst kürzlich hat G. A. Hemsalech [4]) in einem Aufsatz: „Sur les étincelles oscillantes" ganz ähnliche Photographieen gegeben.

---

[1]) J. Klemencic. Wien. Ber. 103, 205, 1894.

[2]) „ „ 104, 724, 1895.
Wied. Ann. 58, 249, 1898.
Wien. Ber. 107, 330, 1898.

[3]) E. W. Marchand. Nature, 62, 413, 1900.

[4]) G. A. Hemsalech. Comptes Rendus, 132, 917, 1901.

Seit den frühen Versuchen von Savary und Henry scheinen keine Versuche mehr gemacht worden zu sein, welche die Magnetisierung des Eisens durch diese oscillatorischen Ströme direkt zeigen, und gar keine Versuche werden verzeichnet, welche die Beziehung zwischen der Magnetisierung und der Häufigkeit der Schwingungen aufdecken.

§ 2. Der Gegenstand der Untersuchung.

5. Der Zweck dieser Untersuchung ist zu bestimmen, wie der in Eisendrähten durch eine oscillatorische magnetisierende Kraft inducierte Magnetismus von der Stärke und der Schwingungsdauer des magnetisierenden Feldes und von den Dimensionen der benützten Drähte abhängt.

Am übersichtlichsten werden diese Beziehungen hervortreten, wenn man die Aenderung der Magnetisierung untersucht, welche einmal durch Aenderung der Schwingungszahlen bei konstantem magnetisirendem Felde, sodann durch Veränderung des Feldes bei constanten Schwingungszahlen bewirkt werden.

Bezeichnet also B das Maximum des inducierten Magnetismus, n die Schwingungszahl, H die Intensität des magnetisierenden Feldes, so soll untersucht werden erstens:

$$\left(\frac{\partial B}{\partial n}\right) H_{max} = \text{Konst.}$$

zweitens:

$$\left(\frac{\partial B}{\partial H_{max}}\right) n = \text{Konst.}$$

und endlich: die Abhängigkeit von den Dimensionen, beziehungsweise den Durchmessern der Drähte.

§ 3. Zur Theorie der Versuchsmethode.

6. Durch die Integration von Kelvin's [1]) Differentialgleichung für Condensatorentladungen

$$\frac{d^2q}{dt^2} + \frac{R}{L}\frac{dq}{dt} + \frac{q}{LC} = 0$$

mit Hülfe der daraus abgeleiteten Gleichung

$$\frac{d^2i}{dt^2} + \frac{R}{L}\frac{di}{dt} + \frac{i}{LC} = 0, \text{ wo } i = -\frac{dq}{dt}$$

und q die Electricitätsmenge ist, die sich zur Zeit t in einem Condensator von der Capacität C befindet, dessen Platten verbunden sind durch einen Kreis von der Selbstinduktion L und dem Widerstand R, folgt, dass sobald $\frac{R^2C}{4L} < 1$ ist, die Entladung oscillatorisch wird. Die Lösung der Differentialgleichung lautet dann

$$i = \frac{2Q}{\sqrt{4LC - R^2C^2}} e^{-\frac{Rt}{2L}} \sin\left(\frac{\sqrt{4LC - R^2C^2}}{2LC} t\right),$$

wo Q die Electricitätsmenge im Condensator zur Zeit $t = o$ bedeutet [2]).

[1]) W. Thomson. Phil. Mag. 5 (4. Serie), 393, 1853.

[2]) Für vollständige Durchführung der Lösung dieser und ähnlicher Gleichungen siehe „Alternating Currents", Bedell und Crehore (New-York, 1895, pag. 107.).

7. Diese Lösung für i schreibt man nun in der Form:

$$i = \frac{Q}{\sqrt{LC} \cdot \sqrt{1 - \frac{R^2 C}{4L}}} e^{-\frac{Rt}{2L}} \sin\left(\frac{t}{\sqrt{LC}} \sqrt{1 - \frac{R^2 C}{4L}}\right)$$

Hieraus sieht man sofort, dass wenn $\frac{R^2 C}{4L}$ gegen 1 vernachlässigt werden kann — was bei allen folgenden Versuchen der Fall ist — sich die Formel vereinfacht zu

$$i = \frac{Q}{\sqrt{LC}} e^{-\frac{Rt}{2L}} \sin \frac{t}{\sqrt{LC}}.$$

Daraus folgt, dass der Strom harmonische Schwingungen ausführt und zwar mit der Schwingungsdauer $2\pi\sqrt{LC}$ und mit abnehmender Amplitude [1]). Für die erste und grösste Amplitude des Stromes wird $\frac{di}{dt} = 0$, woraus $t = \sqrt{LC} \tan^{-1}\left(\frac{2}{R}\sqrt{\frac{L}{C}}\right)$ oder wesentlich $t = \sqrt{LC} \cdot \frac{\pi}{2}$, da die Grösse $\frac{R^2 C}{4L}$ sehr klein ist, und wir erhalten daher für diese erste Amplitude

$$i_{max} = \frac{Q}{\sqrt{LC}} e^{-\frac{\pi}{2}\frac{R}{2}\sqrt{\frac{C}{L}}},$$

was aus dem früher angegebenen Grunde sich weiter vereinfachen lässt zu

$$i_{max} = \frac{Q}{\sqrt{LC}}.$$

[1]) Erste experimentelle Messungen über die oscillatorischen Entladungen von Condensatoren. W. Feddersen, Pogg. Ann., 103, 69, 1858, u. s. w.

Da nun $Q = V \cdot C$ ist, wo V die Potentialdifferenz zwischen den Condensatorplatten unmittelbar vor der Entladung bedeutet, kann die Gleichung für die grösste Amplitude des Stromes geschrieben werden:

$$i_{max} = V \cdot \sqrt{\frac{C}{L}}.$$

Bei der benutzten Versuchsmethode kommen bloss diese ersten Amplituden in Betracht.

8. Es ist also:

$$\text{I. } n = \frac{1}{\tau} = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}} .$$

$$\text{II. } i_{max} = V\sqrt{\frac{C}{L}} = \text{Konst. } H_0,$$

wo H_0 das Maximalfeld im Innern eines in den Kreis eingeschalteten Solenoides ist. Soll daher die Abhängigkeit der Magnetisirung (B) von der Schwingungszahl (n) allein untersucht werden, so muss L und C so variiert werden, dass $\frac{C}{L}$ unverändert bleibt, dagegen muss L C unverändert bleiben, wenn der Einfluss der Feldintensität (H_0) bei unveränderter Schwingungszahl (n) beobachtet werden soll.

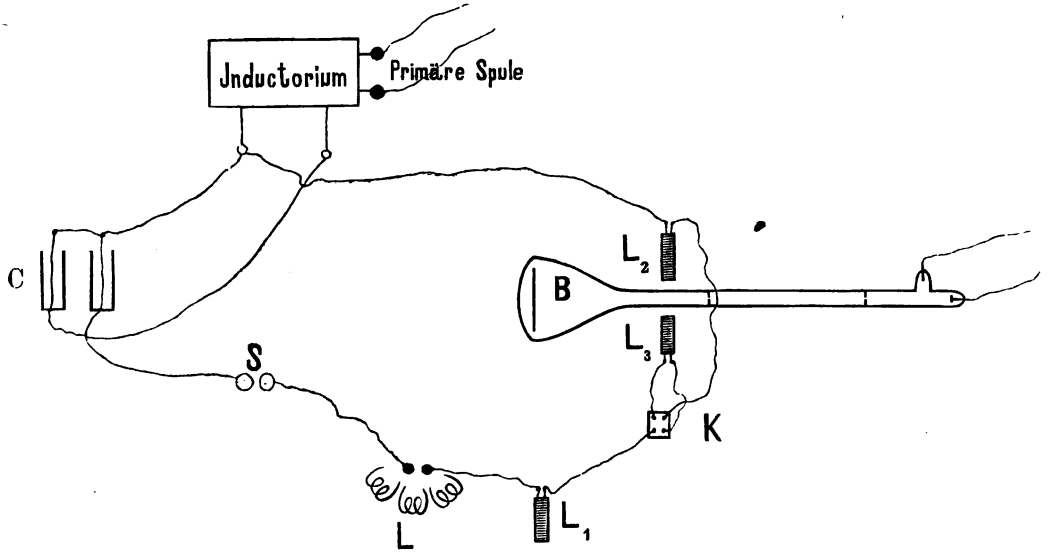
In der Praxis ist es nicht möglich, und auch nicht notwendig, diese Bedingungen genau zu erfüllen, sie sind aber so nahe erfüllt in der hier beschriebenen Methode des Versuchs, dass durch die einfachsten Interpolationen, wo solche überhaupt notwendig sind, wir unsere Messungen ohne Verlust an Genauigkeit auf den Idealfall zurückführen können.

9. Um die Grösse des Maximalstromes (i_{max}) und die dadurch in dem Eisen erzeugte Magnetisierung (B) zu bestimmen, wurde die Ablenkung von Kathodenstrahlen nach der Methode von Prof. Braun [1]) benutzt.

Die Versuche waren so angeordnet, dass einmal bloss die vom Maximum des magnetisierenden Stromes herrührenden Ablenkungen, sodann diejenigen, welche dem im Eisen inducierten Magnetismus allein entsprechen, bestimmt werden konnten.

Die Schwingungszahl wurde berechnet aus der Selbstinduktion und der Capacität im Kreise. Die genauere Beschreibung dieser Versuchsanordnung folgt in den späteren Paragraphen.

§ 4. Beschreibung und Anordnung der Apparate.



[1]) F. Braun. Wied. Ann. 60, 552, 1897.

10. Die oscillatorischen Ströme wurden erhalten, indem sich die Condensatoren (C) durch einen Stromkreis entluden, welcher eine Funkenstrecke (S) und verschiedene Spulen (L_1, L_2, L_3, L) enthielt. Die Anordnung der Apparate ist durch die obige Skizze dargestellt.

Die Condensatoren waren gewöhnliche Leydner Flaschen, vorzüglich hergerichtet, um einen guten äusseren und inneren Contact zu erhalten. Es konnte eine bis zu vierzehn Flaschen beliebig parallel eingeschaltet werden. Die Capacität jeder einzelnen war für sich bestimmt worden, wie in § 7 beschrieben ist.

Sie wurden geladen, indem man sie mit den secundären Enden eines Induktionsapparates verband, dessen primäre Spule durch einen Wechselstrom von 3 oder 4 Amp. durchflossen wurde, und der reguliert war durch Glühlampenwiderstand, oder (für einige Versuche) indem man Gleichstrom und einen Platincontactunterbrecher benutzte.

Die Funkenstrecke bestand aus zwei Messingkugeln, die auf isolierten Stäben angebracht waren; die Länge der Funkenstrecke war durch eine Schraube reguliert und konnte bis auf $^1/_{200}$ mm abgelesen werden.

11. Drei Solenoide (L_1, L_2, L_3) waren so gut als möglich gleich gemacht; die Länge einer jeden betrug 8,8 cm, die Dicke 1,8 cm, und die Anzahl der Umwindungen lag zwischen 642 und 647. Die Spulen waren aus hartem Holz — ausgebohrt auf 1,5 cm, um das Eisen aufzunehmen — und umwunden mit Draht von 1 mm Durchmesser, der mit doppelter Baumwolle umsponnen war. Um die Isolation durchweg zu sichern, war der

Draht, ehe er aufgewunden wurde, durch geschmolzenes Wachs gezogen, und ferner waren zwischen jede Reihe von Windungen dünne Gummischichten gelegt worden. Ein zweiter Satz Spulen war ähnlich construiert von Dimensionen wie oben. Auf diese Spulen wurden nur 140 Windungen eines Drahtes von 2 mm Durchmesser gelegt, die ebenso wie die früheren isoliert waren. Diese zwei Sätze Spulen werden wir kurz das erste und zweite Spulensystem nennen.

Andere Spulen (L) wurden ebenfalls in einer ähnlichen Weise hergestellt, aber von solchen Dimensionen, dass ihre Selbstinduktionen genau durch die Maxwellsche Formel berechnet werden konnten. Die Dimensionen dieser Spulen sind in § 7 angegeben.

12. Die am meisten benutzte Braun'sche Röhre war mit den von Dr. Zenneck[1]) vorgeschlagenen Verbesserungen versehen, mit zwei Diaphragmen und einer Glaswand; als phosphorescierender Körper wurde auf der letzteren Calcium-Wolframat benutzt. Die Röhre wurde erregt mittels einer 20-plattigen Töpler'schen Influenzmaschine, welche durch einen kleinen Wassermotor getrieben wurde. Ein System von Rollen diente dazu, die Geschwindigkeit soweit zu vermindern, als nötig war, um die Maschine zu treiben. Ein nasser Faden wurde als Leiter zwischen der Töplermaschine und der Anode der Braun'schen Röhre benutzt, welche stets mit der Erde verbunden war, beides mit Rücksicht auf die grössere Beständigkeit des phosphorescierenden Fleckens und um die Oberflächenladung, die sonst in der Nähe des Diaphragma vorhanden war, so gut als möglich zu eliminieren.

---

[1]) J. Zenneck. Wied. Ann. 69, 844, 1899.

Auch mit anderen Formen der Braun'schen Röhre wurde experimentiert, hauptsächlich mit einer Röhre mit nur einem Diaphragma, welche leicht durch eine kleine Wimshurst'sche Maschine erregt werden konnte. Der auf dem Schirm erzeugte Flecken war aber zu gross, um hinreichend genaue Messungen zuzulassen.

13. Die Ablenkungen waren, wie gefunden wurde, unabhängig von der Aenderung, welcher die Geschwindigkeit der Töplermaschine unterworfen war, wenn sie in der oben beschriebenen Weise getrieben wurde. Bei der Aufstellung der Apparate muss das Inductorium in einer ziemlichen Entfernung von der Braun'schen Röhre aufgestellt werden, da sonst das starke, durch den Eisenkern in der Spule hervorgerufene Feld eine Ablenkung des Fleckens giebt, welche vermieden werden muss.

Dass die Ablenkung durch den Strom unabhängig von der Schwingungsdauer ist, beweisen die Versuche in § 8, durch welche gezeigt werden wird, dass die Ablenkung zu $\sqrt{\text{Capacität}}$ proportional ist, wenn die Selbstinduktion und das Funkenpotential konstant bleiben. Hieraus folgt, dass bei den untersuchten Schwingungszahlen die Kathodenstrahlen noch keine merkliche Trägheit zeigen.

Die beiden ähnlichen Spulen L_2 und L_3 müssen symmetrisch in Bezug auf die Röhre aufgestellt werden — oder genauer ausgedrückt — symmetrisch in Bezug auf das Bündel von Kathodenstrahlen, welches durch das zweite Diaphragma gegangen ist, und ihre Lage muss während einer ganzen Versuchsreihe unverändert bleiben. Durch den Paraffin-Kommutator (K) kann die Richtung des Stromes in der Spule L_3 umgekehrt werden, so dass die beiden Spulen L_2 und

L_3 im gleichen oder entgegengesetzten Sinne die Kathodenstrahlen ablenken.

Um zu sehen, ob die Spulen richtig aufgestellt sind, ist es nur nötig, einen starken Gleichstrom durch dieselben zu schicken; in dem Falle, dass die Spulen so verbunden sind, um einander entgegenzuwirken, soll keine Ablenkung hervorgerufen werden.

Wie die folgenden Zahlen zeigen werden, ist es von Wichtigkeit, die Anordnung unverändert zu erhalten. Für einen constanten Strom von 0,5 Amp. erhielt man:

TABELLE I.

Entfernung der Spulen von einander:	3,5	5,5	7,1	8,5	10,7 cm
Entsprechende Ablenkung:	29	22	17	14	11,5 mm

Während der ganzen Untersuchung wurden die Spulen in einer Entfernung von 5,5 cm von einander gehalten.

Es wurde ebenso gefunden, dass wenn die Axe der Spulen zu nahe bei dem Diaphragma war, die Ablenkungen nach beiden Seiten der Ruhelage des Fleckens ungleich wurden und sich bisweilen um 2 oder 3 mm unterschieden. Indem man die Spule weiter entfernt von dem Diaphragma hielt, wurde diese Unregelmässigkeit vermieden.

14. Bei den ersten Versuchen wurden die Ablenkungen dadurch gemessen, dass man ein Bild des phosphorescierenden Fleckens auf eine in Millimeter geteilte Mattglasplatte projicierte, die Ablenkung mit dem Bleistift markierte und später ablas. Die Absorption

des Lichtes durch die Linsen u. s. w. machte diese Methode unpraktisch, wenn die Ablenkung nicht sehr deutlich war. Nach verschiedenen Versuchen mit anderen Methoden wurde eine in Staniol geschnittene Skala mit Hülfe einer Linse auf den phosphorescierenden Schirm projiciert. Die Brennweite der Linse war so eingerichtet, dass das Skalenbild auf dem Schirm in Millimeter geteilt war. Diese Anordnung gestattete, die Ablenkungen mit der gewünschten Genauigkeit direkt abzulesen.

15. Es wurde gefunden, dass wenn die Spulen L_2 und L_3 so verbunden wurden, dass sie gegeneinander wirkten, der Flecken nicht in seiner Ruhelage blieb beim Durchgang eines oscillatorischen Stromes, sondern dass eine Ablenkung senkrecht zur Richtung der magnetischen Ablenkung eintrat, und dass bei der Einführung von Eisen in eine der Spulen ein schiefwinkliges Kreuz auf dem Schirm erschien, welches für Messzwecke recht ungeeignet war. Diese senkrechte Ablenkung wurde hervorgerufen dadurch, dass die Solenoide wie kleine Condensatorenplatten wirkten, zwischen welchen ein wechselndes electrostatisches Feld bestand.

Ein um die Röhre gewickeltes nasses Tuch oder eine Stanniolhülle schützten vor diesem electrostatischen Feld, beeinflussten aber nicht die magnetische Wirkung, so dass der Flecken in eine gerade Linie ausgezogen wurde.

§ 5. Die untersuchten Eisendrähte.

16. Die untersuchten Eisendrähte wurden als regelmässiges Bündel in Glasröhren eingeführt, wobei jeder Draht vollständig von dem anderen isoliert war, indem jeder, ehe man ihn in die Röhre steckte, mit Schellack oder Paraffin überzogen wurde. In der Röhre waren sie wieder mit Paraffin oder Siegellack befestigt. Ein Siegellackgriff war ebenfalls an jeder Röhre befestigt, um das Herausziehen aus dem Solenoid zu erleichtern.

Die Dimensionen der einzelnen Bündel sind in der folgenden Tabelle gegeben.

N ist die Zahl der Drähte in der Röhre;
d der Durchmesser des Drahtes;
σ der gesammte Querschnitt der Drähte in der Röhre;
S die ganze Oberfläche der Drähte, geteilt durch die Länge;
l die Länge jedes Drahtes.

TABELLE II.

Röhre oder Bündel.	N	d cm.	l cm.	σ qcm.	S cm.
A	20	0,100	9,0	0,157	6,28
B	37	0,071	9,0	0,147	8,25
C	70	0,0525	9,0	0,152	11,54
D	409	0,0221	9,0	0,157	28,4
E	38	0,0578	9,5	0,100	—

LIBRARY OF THE UNIVERSITY OF CALIFORNIA

In den Röhren A, B, C, D befand sich Eisen von derselben Sorte. Diese Drähte waren von der Firma Siemens und Halske freundlichst zur Verfügung gestellt worden. Wie man aus den angegebenen Zahlen ersieht, waren die Querschnitte (σ) in jedem dieser vier Bündel nahezu dieselben. Es wurde auch gefunden, dass sie in dem Feld eines Gleichstroms annähernd gleiche Magnetisierungen ergaben und so eine geeignete Reihe gewährten, um den Einfluss des Durchmessers auf die Magnetisierung in einem oscillierenden Stromfelde zu bestimmen.

Das Eisen der Röhre E war von einem Muster genommen, das im physikalischen Institut für die Kerne von Induktionsspulen benutzt wurde.

§ 6. Die Versuchsmethode.

17. Wie in § 3 angegeben, soll 1. die Ablenkung bestimmt werden, welche vom Maximum des magnetisierenden *Stromes* herrührt, 2. die Ablenkung, die durch die *Magnetisierung des Eisendrahtbündels* verursacht wird. Zu dem Ende wurden, nachdem in den Stromkreis die verlangte Selbstinduktion und Capacität eingeschaltet war, die beiden Spulen L_2 und L_3 hintereinander verbunden — so wollen wir kurz sagen, wenn die beiden Spulen die Kathodenstrahlen in demselben Sinne ablenken und so eine doppelt so grosse Ablenkung als jede einzelne ergeben — und das Eisendrahtbündel, mit welchem

experimentiert werden sollte, in das Solenoid L_1 gesteckt, welches so weit von der Braun'schen Röhre entfernt war, dass es keine ablenkende Wirkung ausübte. Die so erhaltene Ablenkung, wenn wir den Primärkreis des Inductoriums schliessen, ist proportional allein dem Maximalstrome, welcher durch den Secundärkreis fliesst, und welchen wir einfach den „Strom" nennen.

Die Richtung des „Stromes" wird jetzt in L_3 umgekehrt, so dass der Flecken zunächst in seiner Ruhelage bleibt. Dann wird das Eisendrahtbündel von L_1 nach L_2 gebracht und giebt nun eine Ablenkung, welche nur der in dem Eisen durch den eben bestimmten „Strom" inducierten Magnetisierung proportional ist. Damit hierbei Stromstärke und Schwingungszahl unverändert bleiben, muss das Eisen gleiche relative Lagen zu den Solenoiden L_1 und L_2 haben. Die Schwingungsdauer wird berechnet aus der Capacität und der Selbstinduktion im Kreis; die Versuche wurden wiederholt, nachdem die Capacität und Selbstinduktion in der in § 3 angegebenen Weise geändert worden waren.

Dass die Ueberführung des Eisenbündels von L_1 nach L_2 keinen Einfluss auf die Entladung hat, ergab sich durch den folgenden Versuch: Näherte man das Eisenbündel der Spule L_1 so weit, dass es dieser gegenüber dieselbe relative Lage hatte, die es in Bezug auf L_3 hat, wenn es sich in L_2 befindet, so wurde durch diese Annäherung nicht die geringste Aenderung der Ablenkung bewirkt.

18. Die Werte der Maximalamplituden des oscillatorischen Stromes wurden bestimmt durch Calibrierung der Röhre vermittels eines durch ein Weston'sches Ammeter gemessenen Gleichstromes. Ebenso wurde die Magnetisierung durch die verschiedenen oscillatorischen

Felder (H_0) mit denen verglichen, die durch Gleichstromfelder derselben Stärke induciert wurden.

19. Um die Schwingungszahl in weiterer Grenze variieren zu können, wurden Ablenkungs-Spulen mit 647 und solche mit 140 Windungen benutzt.

Aus der Formel II folgt, dass i_{max} zu $\frac{1}{\sqrt{L}}$ proportional ist, wenn die Capacität und das Funkenpotential konstant bleiben. Nun ändert sich (vorausgesetzt dass die Spulenform wesentlich die gleiche bleibt) I wie n^2, wo n die Anzahl der Windungen einer Spule ist — unter der Voraussetzung, dass andere Selbstinduktionen nicht vorhanden oder zu vernachlässigen sind, — so dass i_{max} sich wie $\frac{1}{n}$ ändert. Das Feld innerhalb eines Solenoides, welches sich wie $i_{max} \cdot n$ ändert, bleibt deshalb unter den obigen Bedingungen unverändert, wenn wir ein Spulensystem durch das andere ersetzen; und so können wir die Schwingungsdauer sehr verändern, ohne die magnetisierende Kraft merklich zu ändern. Dasselbe gilt, aber nur *annäherungsweise,* für das Feld ausserhalb des Solenoides. Bei der Vertauschung von Spulen ändern sich zwar die Ablenkungen, die von dem „Strom" allein herrühren, bleiben aber von derselben Grössenordnung.

Die genaue Vergleichung der Messung der beiden Spulensysteme konnte aber in der folgenden Weise durchgefürt werden.

Für das erste Spulensystem sei

$$\left.\begin{aligned} H_0' &= a'i' \\ \delta' &= b'i' \end{aligned}\right\} \text{ woraus } H_0' = c'\delta'$$

und ebenso für das zweite Spulensystem $H_0'' = c''\delta''$,

$$\text{daraus} \qquad \frac{H_0'}{H_0''} = \frac{1}{c}\,\frac{\delta'}{\delta''}$$

Hierin bedeuten H_0', H_0'' die Felder im Innern des Solenoides im ersten und zweiten Fall,

δ', δ'' die Ablenkungen, die von den Strömen allein herrühren.

a', b', c', c'', und c Konstanten.

Werden in einem gewissen Bündel Eisendraht in beiden Spulensystemen durch Gleichströme von verschiedenen Stärken gleiche Magnetisierungen induciert, so dass $H_0' = H_0''$ ist, und bestimmt man die Ablenkungen δ' und δ'', welche diesen Strömen allein entsprechen, so giebt das Verhältniss $\frac{\delta'}{\delta''} = c$ den Reductionsfaktor, durch welchen man die Ablenkungen des zweiten Spulensystems auf diejenigen des ersten Systems reducieren kann.

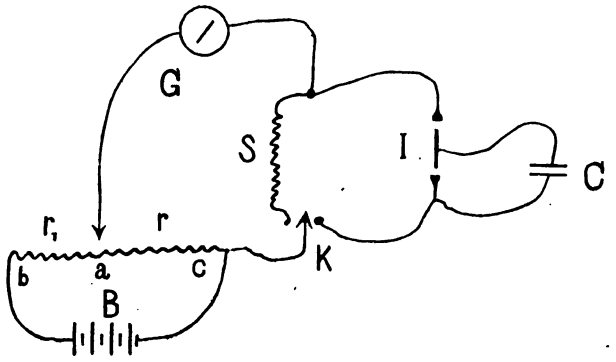
Alle Messungen werden auf das System mit 640 Windungen bezogen.

§ 7. Bestimmung der Capacitäten und Selbstinduktionen.

20. Die Condensatoren bestanden, wie schon erwähnt, aus vierzehn Leydner Flaschen. Um ihre Capacität zu messen, wurde die Stimmgabelmethode angewandt. Die Anordnung ist in der Skizze II dargestellt.

G ist ein Kohlrausch'sches Differentialgalvanometer, dessen beide Windungen in Reihen verbunden waren. Der Widerstand desselben betrug 1440 Ω.

Skizze II.



S der Vergleichswiderstand von 100 360 Ω

I der Stimmgabelunterbrecher, dessen Schwingungszahl (n) durch Vergleich mit einer Normalstimmgabel zu 123 pro Sekunde gefunden war,

C der Condensator, dessen Capacität bestimmt werden soll,

r und r_1 variable Widerstände, so dass $r + r_1 = \text{Const.}$

B eine Batterie von 3 oder 5 Daniells'schen Elementen von der elektromotorischen Kraft E.

K ein Zweiwegschlüssel.

Wird der Gesamtwiderstand des Galvanometers und des Vergleichswiderstandes (= 101 700 Ω), wenn der Vergleichswiderstand in den Schliessungsbogen eingeschaltet ist, mit R bezeichnet, so wird der Strom i_1 durch das Galvanometer gegeben durch

$$i_1 = \frac{E}{r_1 + \frac{r\,R}{r+R}} \cdot \frac{r}{r+R} = \frac{r}{r+r_1} \cdot \frac{E}{R + \frac{r\,r_1}{r+r_1}}$$

Wenn aber der Condensator und der Unterbrecher im Stromkreis eingeschaltet sind, so ist der Strom (i_2) durch das Galvanometer durch $i_2 = E\,n\,C$ gegeben,

wobei r_1 gleich Null gemacht ist und $r = r + r_1$ durch Verschiebung des Contaktes von a nach b (s. Skizze):

$$C = \frac{i_2}{i_1} \cdot \frac{1}{n} \cdot \frac{r}{r + r_1} \cdot \frac{1}{R + \frac{r\, r_1}{r + r_1}}$$

Da nun die Ablenkungen verhältnismässig klein und so angeordnet sind, dass sie nahezu gleich sind, so können wir die in den beiden Fällen hervorgerufenen Ablenkungen den Strömen proportional setzen.

Wir wollen als Beispiel die Bestimmung der Capacitäten von bestimmten 9 parallel geschalteten Flaschen angeben:

Es war

$r = 3000\ \Omega$
$r_1 = 7000\ \Omega$
$R = 101700\ \Omega$
Ablenkung $\propto i_1 = 403$ mm
Ablenkung $\propto i_2 = 349$ mm

$$\text{Capacität} = \frac{403}{349} \cdot \frac{1}{123} \cdot \frac{3000}{10000} \cdot \frac{1}{101700 + \frac{3000 \cdot 7000}{10000}}$$

$$= 2 \cdot 3 \times 10^{-8} \text{ Farad}$$
$$= 18300 \text{ cm.}$$

Die Capacitäten der einzelnen Flaschen wurden gefunden zu 1640, 2430, 2270, 1580 u. s. w. Der Fehler betrug in keinem Fall mehr als 1 %.

21. Die Spulen, die als Normal- oder bekannte Selbstinduktionen benutzt wurden, waren aus gut gewachstem, mit doppelter Baumwolle umwickeltem Draht auf genau gearbeiteten Rollen aus hartem Holz hergestellt, und hatten die in der folgenden Tabelle angegebenen Dimensionen.

TABELLE III.

Spule.	Mittlerer Radius.	Breite.	Dicke.	Umdrehungen.	Selbstinduktion.
	a	b	c	n	I.
I.	11,9	1,8	2,0	140	$7{,}97 \times 10^6$ cm
II.	12,0	3,5	2,0	250	$22{,}10 \times 10^6$ „
III.	10,85	2,3	1,7	47	$0{,}769 \times 10^6$ „

Die Selbstinduktionen wurden berechnet mittelst der Maxwell'schen [1]) Formel:

$$L = 4\pi a n^2 \left\{ \lg \frac{8a}{c} + \frac{1}{12} - \frac{\pi}{3} x - \frac{1}{2} \lg (1 + x^2) + \frac{1}{12} \cdot \frac{1}{x^2} \lg (1 + x^2) + \frac{1}{12} x^2 \lg \left(1 + \frac{1}{x^2}\right) + \frac{2}{3} \left(x - \frac{1}{x}\right) \operatorname{arctg} x \right\}, \text{ wo } x = \frac{b}{c},$$

oder vielmehr mittelst der Stefan'schen [2]) Modification

$$L = 4\pi a n^2 \left\{ \lg \frac{8a}{\sqrt{b^2 + c^2}} + y \right\},$$

wo y eine Funktion von x (oder eine symmetrische Funktion von $\frac{1}{x}$) ist, deren Werte in Wiedemanns Annalen, Bd. 22, gegeben sind. Die höheren Potenzen von $\frac{c}{a}$ sind bei den obigen Spulen vollständig zu vernachlässigen.

[1]) C. Maxwell. Phil. Trans. 155, 508, 1865. Siehe auch Lord Rayleigh. Proc. Roy. Soc. 32, 117, 1881.

[2]) J. Stefan. Wied. Ann. 22, 112, 1884.

Für den Zweck unserer Untersuchung mögen die Selbstinduktionen angenommen werden zu resp. 8×10^6, 22×10^6 und $0{,}77 \times 10^6$.

22. Ausser diesen Normalselbstinduktionen wurden ein Paar anderer Spulen (IV und V) benutzt, welche eine viel grössere Selbstinduktion hatten, um im Stande zu sein, sehr langsame Schwingungen zu erhalten. Die grösste dieser Selbstinduktionen (Spule IV) wurde bestimmt mit der Rayleigh'schen Methode und gefunden zu 0,137 Henry oder 137×10^6 cm.

23. Die Selbstinduktionen der anderen benutzten Spulen — d. h. der zweitgrössten Selbstinduktionsspule V, der drei mit 647 Windungen und der drei mit 140 Windungen — waren zu klein, um hinreichend genau mit den gewöhnlichen Methoden bestimmt werden zu können. Zu diesem Zweck wurde die Ablenkung der Kathodenstrahlen durch oscillatorische Ströme benutzt. Wie schon in §§ 3 und 6 gezeigt wurde, ist die Ablenkung durch oscillatorische Ströme proportional zu $V\sqrt{\frac{C}{L}}$. Wird das Funkenpotential konstant gehalten, so ändert sich die Ablenkung umgekehrt proportional der Quadratwurzel aus der Selbstinduktion des Stromkreises. Diese Thatsache wurde angewandt, um die oben erwähnten Selbstinduktionen durch Vergleich mit der schon beschriebenen Normalselbstinduktion zu bestimmen.

Wenn α die Ablenkung ist, wenn die unbekannte Selbstinduktion A, z. B. das erste Spulensystem im Stromkreis eingeschaltet ist,

β die Ablenkung, wenn ausser dieser die Normal-Selbstinduktion L_0 im Stromkreis sich befindet,

so ist $$\frac{\alpha^2}{\beta^2} = \frac{L + L_0}{L},$$

also $$L = \frac{L_0}{\left(\frac{\alpha}{\beta}\right)^2 - 1}.$$

Die in einigen Fällen erhaltenen Resultate sind im vollen Umfang gegeben, um die bei dieser Methode erreichbare Genauigkeit zu zeigen. Um von einander unabhängige Resultate zu erhalten, wurden von Zeit zu Zeit die Funkenstrecke und die Capacität geändert. Zur Controlle der Methode wurde auch die Selbstinduktion der Spule V, die schon mit der Rayhleigh'schen Methode bestimmt worden war, mit der Normalselbstinduktion verglichen und gab denselben Wert wie mit der Rayleigh'schen Methode (140×10^6 statt 137×10^6 cm).

Die Bestimmung der Selbstinduktion des ersten Spulensystems durch Vergleich mit den Normalselbstinduktionen 8×10^6 cm und 22×10^6 cm geschah in folgender Weise:

Es sei α die Ablenkung, wenn die 3 Spulen mit je 640 Windungen allein im Stromkreis sind,

β die Ablenkung, wenn auch die 8×10^6 cm Normal-Selbstinduktion im Kreis ist,

γ die Ablenkung, wenn die 22×10^6 cm anstatt die 8×10^6 cm Normal-Selbstinduktion im Kreise ist;

dann ist $$L = \frac{8 \times 10^6}{\left(\frac{\alpha}{\beta}\right)^2 - 1} = \frac{22 \times 10^6}{\left(\frac{\alpha}{\gamma}\right)^2 - 1}$$

Die folgende Tabelle IV giebt die beobachteten Zahlen an.

TABELLE IV.

α	β	γ	L bestimmt mit 8×10^6 cm Normal.	L bestimmt mit 22×10^6 cm Normal.
66	50	38	11,2 $\times$ 10^6	11,2 $\times$ 10^6
65	49	38	10,5 „	11,4 „
63	48	37	11,1 „	11,6 „
61	47	37	11,7 „	12,8 „
63	48	37	11,1 „	11,6 „
70	54	42	11,8 „	12,4 „
70	53	41	10,8 „	11,5 „
47	37	28	13,0 „	12,0 „
51	40	30	12,8 „	11,6 „
Mittlere Werte			11,5 $\pm$ 0,2 „	11,8 $\pm$ 0,2 „

Mittlerer Wert für $L = 11{,}65 \times 10^6$ cm, welcher für die Zwecke unserer Untersuchung angenommen werden kann zu 12×10^6 cm.

Für die Bestimmung der Selbstinduktion der Spule IV ergab sich in ähnlicher Weise die Tabelle V, wo

α die Ablenkung ist, wenn eine Selbstinduktion von 42×10^6 cm im Kreis ist,

β wenn eine Selbstinduktion von 12×10^6 cm und ausserdem die unbekannte Selbstinduktion L im Kreis ist

und $L = \left\{ \left(\frac{\alpha}{\beta}\right)^2 \cdot 42 \cdot \times 10^6 - 12 \times 10^6 \right\}$ cm

TABELLE V.

α	β	L	α	β	L
62	42	$79{,}5 \times 10^6$	$60\frac{1}{2}$	$41\frac{1}{2}$	$78{,}3 \times 10^6$
63	43	78,0 „	52	35	80,7 „
64	43	81,0 „	56	39	79,2 „
63	43	78,1 „	$60\frac{1}{2}$	$40\frac{1}{2}$	81,8 „
62	42	79,5 „			

Mittlerer Wert von $L = 79{,}5 \pm 0{,}4 \times 10^6$ cm, was für unsere Zwecke angenommen werden mag als 80×10^6 cm, was sehr gut übereinstimmt mit dem oben gegebenen Wert.

Die Selbstinduktion des zweiten Spulensystems wurde gemessen durch Vergleich mit der $0{,}77 \times 10^6$ cm Normalspule und gefunden zu $0{,}45 \times 10^6$ cm.

Es war ausserdem nötig, die Vergrösserung der Selbstinduktion der beiden Spulensysteme — mit 640 und 140 Windungen — zu bestimmen, wenn ein Eisendrahtbündel in eine der Spulen gebracht wurde. Das Mittel von 20 Bestimmungen ergab eine Vergrösserung von $4{,}06 \pm 0{,}08 \times 10^6$ cm in dem ersten System, und für Schwingungzahlen zwischen 20000 und 30000 war die Vergrösserung für irgend eines der Bündel nahezu dieselbe. Für langsame Schwingungen war die Selbstinduktion im Kreis notwendigerweise so gross, dass der Zuwachs durch das eingeführte Eisen nicht merkbar war.

Die Vergrösserung durch die Einführung des Eisens, im Falle der Spulen von 140 Windungen, war $0{,}10 \pm 0{,}00 \times 10^6$ für Oscillationen bis zu 140,000 pro Secunde.

§ 8. Versuche zur Controlle der Untersuchungsmethode.

24. Es soll gezeigt werden, dass die Ablenkung für irgend einen Strom unabhängig ist von der Schwingungsdauer, oder was auf dasselbe hinausläuft, dass das Verhältnis von Ablenkung und „Strom“ ein konstantes bleibt, wenn sich die Periodicität ändert. Um den „Strom“ und die Schwingungszahl in einer bekannten Weise zu ändern, wurden sowohl die Selbstinduktionen im Kreise als auch die Länge der Funkenstrecke konstant erhalten, die Capacitäten allein wurden variiert, weil diese auf eine vollständig unabhängige Methode bestimmt waren.

Nach der Formel II ist der Strom der Quadratwurzel aus der Capacität proportional, so dass das Verhältnis aus der Ablenkung und der letzteren konstant bleiben soll für irgend welche konstante Selbstinduktion und für jedes beliebige Funkenpotential.

TABELLE VI.

Selbstinduktion im Kreis. cm	Capacität cm	n pro Sek.	Ablenkung mm	$\frac{(\text{Ablenkung})^2}{\text{Capacität}}$
20×10^6	2460	22 000	22	0,197
	3960	17 000	28	0,198
	5620	14 000	34	0,206
	7980	12 000	40,5	0,206
	10500	10 400	47	0,210
	11900	9 800	50	0,210
$0{,}45 \times 10^6$	2460	147 000	22	0,197
	3810	115 000	26,5	0,185
	4760	103 000	31	0,202
	6080	91 000	36	0,213
	8510	77 000	42	0,207

Diese Zahlen zeigen, dass die Ablenkung pro Stromeinheit nicht merklich mit der Periodicität sich ändert und für praktische Zwecke als konstant betrachtet werden kann.

25. Es war auch wünschenswert, die Formel $i_{max} = V\sqrt{\frac{C}{L}}$ direkt zu bestätigen. Dieses ist aber nur annährend möglich, weil bei kleinen Funkenlängen das Funkenpotential schwer zu bestimmen ist. Einige Beispiele sind aber gegeben, die zeigen, dass die Ablenkungen, die von den oscillatorischen Strömen herrühren, jedenfalls nicht sehr verschieden von den aus der oben gegebenen Formel berechneten Werten sind, und wahr-

scheinlich so nah übereinstimmen, wie überhaupt unsere Kenntnis des Funkenpotentials es erwarten lässt. Die beobachteten Werte für i_{max} lassen sich durch Vergleich mit Gleichstrom direkt in Amp. ausdrücken. Die Funkenpotentiale sind mit der Edmondson'schen Formel [1]) $V^2 = ad + bd^2$ berechnet, wo d die Funkenlänge in mm ist, a und b Konstanten.

Für Kugeln von 2 cm Durchmesser giebt Edmondson $a = 144{,}4$, $b = 114{,}5$.

TABELLE VII.

Funkenlänge	V in Volt	L cm	C cm	i_{max} (berechn.)	i_{max} (beobacht.)
.35	2400	16×10^6	1480	0,78 A	0,83 A
.40	2600	46×10^6	3750	0,91 „	1,03 „
.40	2600	12×10^6	1480	0,96 „	1,00 „

§ 9. Beobachtungen der inducierten Magnetismen.

26. Tabelle VIII giebt die Beobachtungen bei Benutzung des Eisendrahtbündels E (vergl. § 5), wobei nur das erste Spulensystem (jede mit 640 Windungen) benutzt wurde. Diese Ablenkungen wurden noch mit Hülfe der Mattscheibe gemessen und waren $3\,1/2$ % kleiner als die thatsächlichen Ablenkungen.

δ_H sei die Ablenkung durch den „Strom" allein, während L_2 und L_3 zusammen wirken und das Eisen in dem entfernten Solenoid L_1 steht

[1]) Edmondson. Phys. Rev., 6, 65, 1898.

δ_H sei die entsprechende Ablenkung durch die in dem Eisen inducierte Magnetisierung, während L_2 und L_3 einander entgegenwirken, und das Eisen sich in L_2 befindet,

n sei die Anzahl der vollständigen Oscillationen pro Secunde.

Die Funkenstrecke betrug ungefähr 0,3 mm. Die Messingkugeln wurden stets nach zehn oder zwölf Beobachtungen neu poliert, da gefunden wurde, dass sobald die Funken gebenden Oberflächen sich verschlechterten, die Ablenkungen nach beiden Seiten der Ruhelage ungleich wurden, und sobald dieser Fall eintrat, wurden die Messungen, die über die ganze oder doppelte Ablenkung gemacht wurden, wertlos. Waren die Kugeln des Funkenmikrometers verunreinigt, so gingen, wie Beobachtungen in dem rotierenden Spiegel zeigten, die Anfangsentladungen immer in einer und derselben Richtung, und durch die Dämpfung wurde alsdann eine Asymetrie verursacht.

TABELLE VIII.

Capacität	Selbstinduktion	n	δ_H	δ_m
cm.	cm.	pro Sec.		
1480	16×10^6	31000	42	29
1480	24 „	25300	32	27
1480	46 „	18300	23	22,5
1480	96 „	13000	17	19,5
1480	153 „	10000	14	18
2430	16 „	24200	57	35
2430	24 „	19800	44	33
2430	46 „	14300	33	31,5
2430	96 „	9900	24	28
2430	153 „	7650	20	24
3060	24 „	17600	56,5	38
3060	46 „	12700	40	37
3060	96 „	8820	29	32
3060	153 „	7000	24	29
3060	263 „	5320	18	25
4640	46 „	10300	49,5	42
4640	96 „	7150	34	36,5
4640	153 „	5540	26	34
4640	263 „	4320	20	29
6220	46 „	8930	60	46
6220	96 „	6200	42	42,5
6220	153 „	4900	33	40
6220	263 „	3730	25	35
8500	96 „	5300	49	49
8500	153 „	4200	42	47
8500	263 „	3200	33	41,5
10930	96 „	4680	67	52
10930	153 „	3700	56	49
10930	263 „	2820	45	44
Gleichstrom. —				
0,22 Amp.		0	9,5	20,5
0,33 „		„	13,5	28
0,42 „		„	19	34
0,61 „		„	28	42
0,92 „		„	40	49,5
1,33 „		„	56	55,5.

Aus dieser Reihe von Beobachtungen können wir die folgende Tabelle IX ableiten, welche die Aenderung des inducierten Magnetismus mit der Schwingungsdauer für verschiedene Werte des magnetisierenden Feldes (H_0) zeigt. Wo Interpolation notwendig war, sind die Daten der Tabelle VIII in kleinerem Druck gegeben.

TABELLE IX.

δ_H	n	δ_m	δ_H	n	δ_m
Für $\delta_2 = 57$ mm oder $H_0 = 108$ cgs Einh.			Für $\delta_i = 33$ mm oder $H_0 = 59$ cgs Einh.		
57	24200	35	33_{32}	25300	27_{27}
57	17600	38	33	14300	31,5
57_{60}	8930	45_{46}	33_{34}	7150	$36{,}5_{36{,}5}$
57_{56}	3700	49_{49}	33	4900	40
57	0	56	33	3200	41,5
			33	0	45
Für $\delta_H = 42$ mm oder $H_0 = 78$ cgs Einh.			Für $\delta_H = 24$ mm oder $H_0 = 41$ cgs Einh.		
42	31000	29	24_{23}	18300	$23_{22{,}5}$
42_{44}	19800	$32{,}5_{33}$	24	9900	28
42_{40}	12700	$37{,}5_{37}$	24	7000	29
42	6900	42,5	24_{25}	3730	34_{25}
42	4200	47	24	0	39
42	0	50			

Aus der Tabelle IX wurden die Curven I konstruiert, um ganz klar die Abnahme des inducierten Magnetismus mit wachsender Schwingungszahl zu zeigen. Von den Curven I und gewissen Zahlen aus Tabelle VIII wurden weiter die Curven II konstruiert, welche die Beziehung zwischen der magnetisierenden Kraft (H_0)

und dem inducierten Magnetismus (B) für verschiedene konstante Periodicitäten zeigen.

H_0 ist mit der gewöhnlichen Solenoid-Formel $H = \frac{4 \pi i n}{10}$ ausgerechnet, wo i der Strom in Amp. und n die Anzahl Windungen pro Längeneinheit bedeuten.

Man sieht aus den Curven I, dass verschiedene Werte für H_0 wesentlich parallelen Curven entsprechen. Hieraus folgt, dass für die hier beobachteten langsamen Schwingungen die Abnahme der Magnetisierung mit wachsender Schwingungszahl von der Stärke der magnetisierenden Kraft unabhängig ist.

27. Tabelle X giebt die Beobachtungen bei Benutzung der 5 Drahtbündel mit allen erreichbaren Schwingungszahlen. Es wurden beide Spulensysteme benutzt und die Beobachtungen in der in § 6 angegebenen Weise reduciert.

Der Reductionsfaktor wurde, zu 1,46 als Mittelwert von 12 Messungen bestimmt.

Die Funkenstrecke wurde von Zeit zu Zeit geändert, um bequem abgemessene Ablenkungen zu erhalten. In dem Fall der schnellen Schwingungen war dieselbe sehr klein, nicht mehr als 0,2 mm, während sie bei den langsamen Schwingungen eine Länge von 0,5 mm hatte.

Die Ablenkungen wurden direkt in Millimetern abgelesen durch die auf den Schirm der Braun'schen Röhre projicierte Skala, wie schon näher beschrieben worden ist.

δ_H, δ_M und n haben dieselbe Bedeutung wie in den Tabellen VIII und IX.

TABELLE X.

Selbstinduktion cm	Capacität cm	n	δ_H	δ_m für Röhre: E	A	B	C	D
0,55 × 10^6	2430	130700	23	11	7	$10^1/_2$	16	23
0,55 „	3810	104300	27	14	$10^1/_2$	$14^1/_2$	20	30
0,55 „	4760	93300	32	17	$12^1/_2$	17	22	35
0,55 „	6080	82600	$37^1/_2$	18	$14^1/_2$	19	$25^1/_2$	39
0,55 „	8510	69800	44	21	16	21	$28^1/_2$	44
1,32 „	4760	60300	$22^1/_2$	$15^1/_2$	11	$15^1/_2$	$18^1/_2$	26
1,32 „	7030	49600	26	17	13	17	22	32
1,32 „	8510	45000	29	19	$14^1/_2$	19	$25^1/_2$	$35^1/_2$
1,32 „	10090	41400	$37^1/_2$	23	19	$23^1/_2$	28	41
1,32 „	13150	36200	$43^1/_2$	26	21	$26^1/_2$	34	48
16 „	1480	31000	36	$23^1/_2$	19	$23^1/_2$	$29^1/_2$	41
24 „	1480	25300	36	25	20	$24^1/_2$	31	42
24 „	1480	25300	29	23	$17^1/_2$	22	$28^1/_2$	36
28 „	1480	20100	17	$16^1/_2$	$13^1/_2$	17	21	25
46 „	1480	18300	26	22	18	22	$28^1/_2$	35
46 „	2430	14300	34	29	23	$28^1/_2$	$34^1/_2$	44
24 „	3060	17600	47	33	$26^1/_2$	32	40	53
46 „	3060	12700	37	32	28	34	40	52
96 „	3060	8820	29	30	$23^1/_2$	30	36	42
153 „	3060	7000	22	27	21	25	29	33
46 „	4640	10300	44	36	30	38	46	55
96 „	4640	7150	30	34	28	$34^1/_2$	40	44
153 „	4640	5540	27	$32^1/_2$	$26^1/_2$	32	37	40
263 „	4640	4320	21	30	$23^1/_2$	27	31	33
96 „	6220	6200	44	$40^1/_2$	36	42	52	$55^1/_2$
153 „	6220	4900	35	39	32	38	44	47
263 „	6220	3730	27	35	28	33	37	40
153 „	8550	4200	44	42	42	$47^1/_2$	55	56
Gleichstrom								
0,40 Amp.		0	18	32	26	27	$27^1/_2$	27
0,58 „		0	26	38	39	40	42	41
0,88 „		0	38	$46^1/_2$	50	52	54	$52^1/_2$
1,32 „		0	55	51	59	61	—	$61^1/_2$

Hieraus können wir die folgende Tabelle XI. ableiten.

TABELLE XI.

			δ_m für Röhre:				
δ_H	H_0	n	E	A	B	C	D
44		69800	21	16	21	$28^1/_2$	44
44		36200	26	21	$26^1/_2$	34	48
44_{47}	82	17600	31_{33}	$25_{26\frac{1}{2}}$	$30^1/_{2\,32}$	38_{40}	$51^1/_{2\,53}$
44	cgs.	10300	36	30	38	46	55
44	Einheiten	6200	$40^1/_2$	36	42	52	$55^1/_2$
44		4200	42	42	47	55	56
44		0	48	54	56	58	$56^1/_2$
$36_{37\frac{1}{2}}$		82600	17_{18}	$14_{14\frac{1}{2}}$	18_{19}	24_{25}	38_{39}
$36_{37\frac{1}{2}}$		41400	22_{23}	18_{19}	$22_{23\frac{1}{2}}$	$26^1/_{2\,28}$	40_{41}
36	66	31000	$23^1/_2$	19	$23^1/_2$	30	41
36	cgs.	25300	25	20	$24^1/_2$	31	42
36_{37}	Einheiten	12700	31_{32}	27_{28}	33_{34}	40_{40}	46_{47}
36_{35}		4900	40_{39}	33_{32}	39_{38}	45_{44}	48_{47}
36		0	$45^1/_2$	48	50	52	51
26_{27}		104300	13_{14}	$10_{10\frac{1}{2}}$	$13^1/_{2\,14\frac{1}{2}}$	$18^1/_{2\,20}$	28_{30}
26		49600	17	13	17	22	32
26	47	18300	22	18	22	$28^1/_2$	35
26_{27}	cgs.	5540	$31_{32\frac{1}{2}}$	$25_{26\frac{1}{2}}$	30_{32}	35_{37}	38_{40}
26_{27}	Einheiten	3730	$33^1/_{2\,35}$	27_{28}	32_{33}	36_{37}	39_{40}
26		0	38	29	40	42	41
23		130700	11	7	$10^1/_2$	16	23
$23_{22\frac{1}{2}}$	41	60300	$15^1/_2$	11	$15^1/_2$	$18^1/_2$	26
23_{22}	cgs.	7000	28_{27}	22_{21}	26_{25}	30_{29}	33_{33}
23	Einheiten	0	35	34	35	36	35

Die Curven III, konstruiert für das Eisendrahtbündel E aus der Tabelle X zeigen die Abnahme in der Magnetisierung mit dem Zuwachs in der Schwingungszahl, und bedecken ein viel weiteres Gebiet von Periodicitäten als die Curven I.

Die Curven IV zeigen die Beziehung zwischen der Magnetisirung und der Schwingungszahl bei constanten magnetisierenden Kräften (H_0), für verschiedene Durchmesser der benutzten Drähte.

Für die Durchmesser der verschiedenen Bündel A, B, C und D, siehe § 5.

28. Aus der Tabelle XI können wir zeigen, dass die durch die schneller oscillierenden Felder inducierte Magnetisierung den Oberflächen des in den Bündeln (A, B, C) befindlichen Drahtes nahezu proportional ist, d. h. dass $\frac{\delta_m}{\sigma}$ nahezu konstant bleibt. Für das Bündel D ist dies bei den angewandten Schwingungszahlen nicht mehr der Fall. Die folgende Tabelle giebt die genauen Zahlen an.

TABELLE XI.

δ_H	n	$\frac{\delta_m}{\sigma}$ für das Eisendrahtbündel				Relative Werte von $\frac{\delta_m}{\sigma}$ für			
		A.	B.	C.	D.	A.	B.	B.	D.
27	104 300	1,67	1,76	1,73	1,06	100	105	103	63
$37^1/_2$	82 600	2,31	2,30	2,21	1,34	100	100	96	58
44	69 800	2,55	2,54	2,47	1,55	100	100	97	61
$43^1/_2$	36 200	3,34	3,21	2,95	1,69	100	96	88	50
36	31 000	3,02	2,85	2,56	1,44	100	94	85	48
26	18 300	2,87	2,68	2,46	1,23	100	93	85	43
34	14 300	3,66	3,45	2,99	1,55	100	93	82	42
22	7 000	3,34	3,03	2,51	1,16	100	90	75	35
35	4 900	5,10	4,60	3,81	1,35	100	86	73	26
44	4 200	6,70	5,75	4,77	1,94	100	85	71	28

Diese Zahlen zeigen, dass bei genügend schnellen Schwingungen und genügend dickem Draht die Amplitude der magnetisierenden Kraft sehr nahe an der Oberfläche fast verschwindet, und wenn dieses der Fall ist, ist die Magnetisierung der Oberfläche des Drahtes

allein proportional, was auch aus theoretischem Grunde folgt.

Die Tabelle zeigt, dass mit dem Bündel C die Magnetisierung erst bei Schwingungen von etwa 70 000 pro Sec. der Oberfläche streng proportional ist. Nehmen wir an, dass bei dieser Schwingungszahl die Amplitude der magnetisierenden Kraft auf $\frac{1}{e^2}$ oder $\frac{1}{8}$ seines Wertes an der Oberfläche abgenommen hat in einer Tiefe von der Hälfte des Radius, so können wir einen Wert für μ ausrechnen, welcher, obgleich nur *sehr roh, jedenfalls so wahrscheinlich* ist, wie die weit auseinander liegenden Werte, welche früher Klemencic und St. John gefunden haben.

Betrachten wir einen unendlich langen Cylinder in einem magnetischen Feld $H_0 e^{ipt}$ parallel zur Axe des Cylinders, dann genügt H — das Feld in einem Abstand r von der Axe — der Differentialgleichung:

$$\frac{d^2 H}{d r^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{dH}{dr} - \frac{i p \mu \lambda}{V^2} H = 0 \text{ [1]}$$

wo μ die magnetische Permeabilität und λ die specifische Leitfähigkeit des Cylinders bedeutet, und V eine universelle Konstante ist.

Die Lösung lautet;

$$H = H_0 \frac{J_0 (i n r)}{J_0 (i n a)}$$

wo a = der Radius des Cylinders ist.

Weil $\frac{p \mu \lambda a^2}{V^2}$ sehr gross ist für Metalldrähte, folgt, dass die Tiefe x, wo die Amplitude des Feldes auf $\frac{1}{e}$

[1] J. J. Thomson. Phil. Mag. 32, 445, 1894.

ihres Wertes an der Oberfläche abgenommen hat, durch $x = \sqrt{\frac{2\,V^2}{\lambda\,\mu\,p}}$ gegeben ist, unter der Voraussetzung, dass x klein gegen a ist [1]).

Die Tiefe y, wo die Amplitude auf $\frac{1}{e^2}$ ihres Wertes an der Oberfläche abnehmen wird, wird durch $y = 2\,x = 2\sqrt{\frac{2\,V^2}{\lambda\,\mu\,p}}$ gegeben.

Diese Formel kann geschrieben werden:

$$y^2 = \frac{8}{\frac{\lambda}{\lambda_0} \cdot \frac{\mu}{\mu_0} \cdot \frac{\lambda_0\,\mu_0}{4\,\pi\,V^2} \cdot 4\,\pi\,p}$$

wo λ_0 die specifische Leitfähigkeit des Quecksilbers und μ die Permeabilität des Vacuums bedeuten; oder da $p = 2\,\pi\,n$ (wo n die Anzahl Oscillationen pro Secunde ist), und $\frac{\lambda_0\,\mu_0}{4\,\pi\,V} = 1{,}036 \times 10^{-5}$,

$$y^2 = \frac{8}{\frac{\lambda}{\lambda_0} \cdot \frac{\mu}{\mu_0} \cdot 8\,\pi^2\,n \cdot 1{,}063 \times 10^{-5}}$$

Ferner für Eisen $\frac{\lambda}{\lambda_0} = 8$, und $\frac{\mu}{\mu_0}$ können wir einfach μ schreiben, wo dann μ die Permeabilität des Eisens bezüglich des Vacuums bedeutet. Der Ausdruck für y^2 lässt sich jetzt einfach schreiben:

$$y^2 = \frac{1200}{n \cdot \mu}$$

[1]) Siehe z. B. E. Cohn. Das elektromagnetische Feld, S. 359. Leipzig 1900.

Setzen wir jetzt in dieser Gleichung die oben gegebenen Werte $y = \frac{0{,}052}{4}$ cm $= 0{,}013$ cm, $n = 70{,}000$, so erhalten wir für μ den Wert 101. Vergleiche $\mu = 385$ von St. John und $\mu = 112$ von Klemencic gefunden.

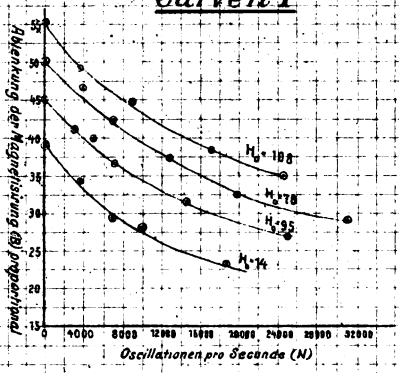
§. 10. Resultate. Aus dem vorliegenden Versuch können wir die folgenden Schlüsse ziehen:

1. Mittelst der Braun'schen Röhre lässt sich das Verhalten von Eisendrähten in einem oscillatorischen elektrischen Feld sehr genau verfolgen.
2. Für langsame Schwingungen ist die Abnahme der Magnetisierung mit wachsender Schwingungszahl von der Stärke der magnetisierenden Kraft unabhängig.
3. Die Magnetisierung nimmt mit wachsender Schwingungszahl erst sehr rasch, später aber viel langsamer ab, indem sie sich asymptotisch der Null nähert.
4. Bei dünnen Drähten, wie die in der Röhre E, nimmt die Magnetisierung sehr langsam mit der Schwingungsdauer ab, während in Drähten von grösseren Durchmessern die Abnahme sehr stark ist schon bei Oscillationen von 7000 bis 10000 pro Secunde. Bei den schnellsten erreichten Schwingungen war die Magnetisierung streng proportional der Drahtoberfläche.
5. Die Beobachtungen oscillatorischer Ströme mit Hülfe der Braun'schen Röhre gestatten kleine Selbstinductionen mit einander zu vergleichen. Da nun kleine Normalselbstinduktionen leicht hergestellt werden können, so ist dadurch eine neue

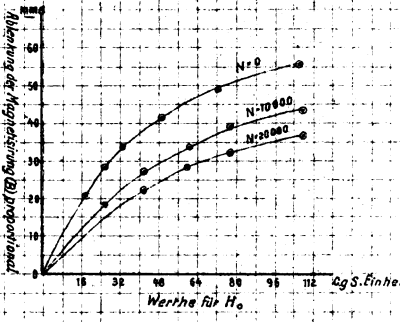
Methode zur Bestimmung von Selbstinduktionen gegeben, welche namentlich für kleine Selbstinduktionen wertvoll ist, weil diese auf andere Weise nicht wohl ermittelt werden können.

Strassburg i. E., Physikalisches Institut, Juli 1901.

Curven I

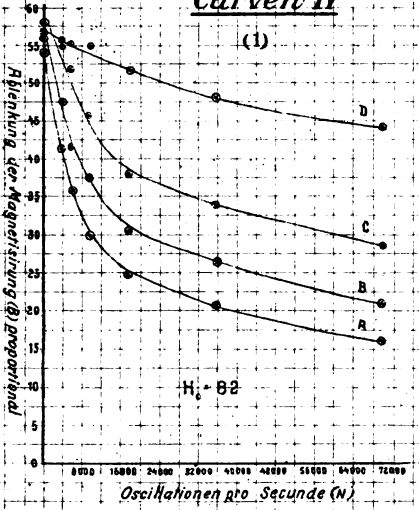


Curven II



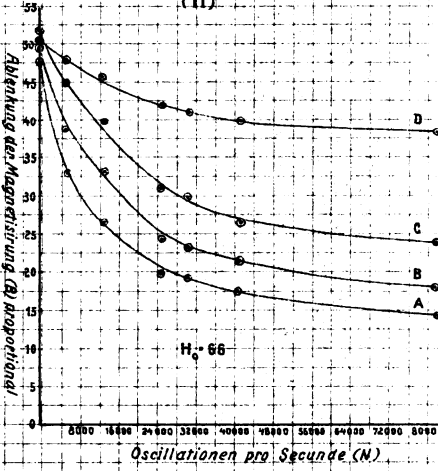
Curven IV

(I)

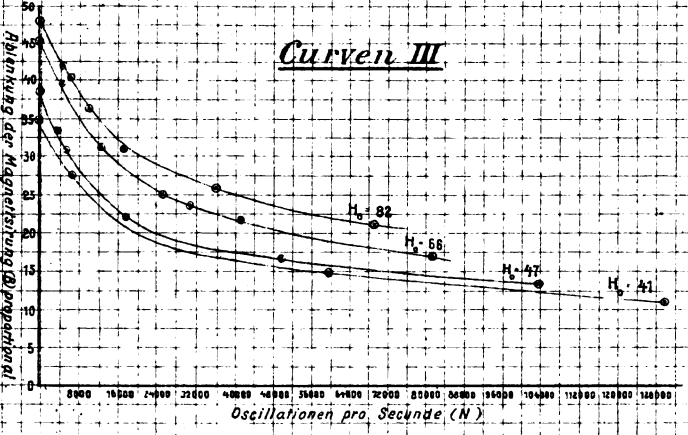


Curven V

(II)



Curven III



LIBRARY
OF THE
UNIVERSITY
OF
CALIFORNIA

Vita.

Ich, William Mansergh Varley, wurde am 25. April 1879 zu South Crosland, Yorkshire, England, geboren. Meine Schul- und Gymnasialbildung erhielt ich in Longwood Grammar School und im Huddersfield Technical College. Danach studierte ich vier Jahre im Yorkshire College, Victoria University, Leeds, wo ich im Sommer 1898 den Grad eines Bachelor of Science erlangte. Ich blieb noch ein Jahr in Leeds, um hauptsächlich Physik und Elektrotechnik zu studieren, und erhielt im Juni 1899 ein „First Class in the Honours School in Physics", Victoria University. Im Wintersemester 1899/1900 ging ich nach Strassburg, um mich in Physik und Mathematik weiter auszubilden. Während meiner Studienzeit habe ich in diesen zwei Gegenständen bei folgenden Herren Professoren und Docenten gehört:

In England: Stroud, Rogers, Parr.

In Strassburg: Braun, Reye, Weber, Cohn, Cantor, und Krazer.

Allen diesen Herren spreche ich meinen besten Dank aus, besonders den Herren Professoren Braun und Cantor, auf deren Anregung und unter deren Leitung ich die vorliegende Arbeit ausgeführt habe.

YC 10785